

**Suche nach dem ersten angeregten
 $11/2^-$ - Niveau in ^{107}Cd**

von
Dieter Frosch
aus
Nürnberg

Suche nach dem ersten angeregten $11/2^-$ - Niveau in ^{107}Cd

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt

von

Dieter Frosch

aus

Nürnberg

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	17. 7. 1974
Dekan:	Prof. Dr. J. Christiansen
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter:	Priv.Do. Dr. W. Kreische

Zusammenfassung

Die nach der (p,n)-Reaktion bei der Abregung von $^{107}\text{Cd}^*$ auftretenden γ -Quanten wurden beobachtet und unter Zuhilfenahme von $\gamma\gamma$ - und $n\gamma$ -Koinzidenzmessungen in den niederenergetischen Teil des ^{107}Cd -Niveauschemas eingeordnet. Dabei ergaben sich einige bisher unbekannte Zustände. An Hand der gemessenen Intensitäten der γ -Übergänge wurde unter Verwendung von β -Zerfalls- und (d,p)-Daten (Ri71, Dra72, Cha73, De73) versucht, Spin und Parität der beteiligten Niveaus zu bestimmen.

Die auftretenden verzögerten γ -Quanten haben ihren Ursprung in einem einzigen isomeren Niveau bei 846 keV. Aus der Art des beobachteten Zerfalls dieses Zustands folgen mit großer Wahrscheinlichkeit für Spin und Parität $J^\pi = 11/2^-$, die zugehörige Lebensdauer ergab sich zu

$$\tau = 100(3) \text{ nsec.}$$

Mit Hilfe von Spinrotationsmessungen an dem von diesem Niveau ausgehenden 641keV-Übergang konnte das magn. Dipolmoment zu

$$\mu = -1.05(3) \mu_N$$

bestimmt werden. Eine eindeutige Schalenmodellkonfiguration ließ sich aus den mit Konfigurationsmischungsrechnungen nach H. Noya (NAH58) erzielten Korrekturen zum Schmidtwert $\mu = -1.91 \mu_N$ jedoch nicht gewinnen.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Das Niveauschema von ^{107}Cd	
1) Messung und Eichung	2
2) Auswertung	3
3) Koinzidenzmessungen	9
4) Diskussion	15
III. Isomere Zustände in ^{107}Cd	
1) Experimentelle Anordnung und Messung	22
2) Ergebnisse	25
3) Diskussion	29
IV. Das magn. Moment des 846 keV -Niveaus	
1) Grundlagen der Spinrotationsmethode	32
2) Experimenteller Aufbau	34
3) Ergebnisse der Spinrotationsmessung	37
4) Vergleich des experimentellen Wertes mit theoretischen Vorhersagen	40
V. Schlußbemerkung	45

I. Einleitung

In der Reihe der g -Cadmium-Isotope findet man unter den angeregten Zuständen mit gerader Parität jeweils einen tiefliegenden mit $J^\pi = 11/2^-$. Er kommt durch Anregung des von der Spin-Bahn-Wechselwirkung stark abgesenkten $h_{11/2}$ -Niveaus zustande, das eigentlich der im Schalenmodell nächsthöherliegenden Neutronenschale mit ungerader Parität ($1h$) angehört. Wegen des hohen Drehimpulses bei kleiner Anregungsenergie ist er in allen bekannten Fällen isomer. Die Lebensdauern in den bisher untersuchten Cd-Isotopen ($A=109$ bis 117) bewegen sich im Bereich $13 \mu\text{sec}$ für ^{109}Cd und 14 y bei ^{113}Cd , während die gemessenen zugehörigen magn. Dipolmomente nur um weniger als 5% um den Wert $\mu = -1.08 \mu_N$ streuen.

Da neben dem in Erlangen untersuchten Kern ^{109}Cd (Jae70), der mit Hilfe der Kernreaktion $^{109}\text{Ag}(p,n)^{109}\text{Cd}^*$ erzeugt wurde, auf gleichem Wege auch das Isotop ^{107}Cd hergestellt werden kann, lag es nahe, hier ebenfalls nach diesem bisher noch unbekannten Zustand zu suchen.

II. Das Niveauschema von ^{107}Cd

Die zu Beginn der vorliegenden Arbeit erhältlichen Daten über Energieniveaus in ^{107}Cd beruhten auf β -Zerfalls-Experimenten ($^{107}\text{In} \xrightarrow[32 \text{ min}]{\text{EC}, \beta^+} ^{107}\text{Cd}^*$). Während B. Basu und A.P. Petro (BaP63) mit einem Szintillationsspektrometer im Energiebereich $E < 1 \text{ MeV}$ nur 2 Niveaus bei 220 und 330 keV finden, sind die Messungen von Rivier und Moret (Ri71) mit GeLi-Detektoren wesentlich detaillierter und ergeben im gleichen Bereich bereits 7 Energieniveaus. Auskunft über die energetische Lage des $^{11}/_2$ -Niveaus darf man von diesen Ergebnissen allerdings nicht erwarten, da der $^{9}/_2^+$ -Grundzustand von ^{107}In über erlaubte β -Übergänge bevorzugt in $^{9}/_2^+, 7/_2^+$ Zustände in ^{107}Cd zerfällt. Aus diesem Grund wurden eigene Messungen angestellt.

1) Messung und Eichung

Natürliches Silber (51.4% ^{107}Ag , 48.6% ^{109}Ag) sowie angereichertes ^{107}Ag (98.5%) wurden mit 10 MeV Protonen (30 pA Gleichstrom) beschossen. Über die (p,n)-Reaktion werden dabei angeregte Cd-Kerne gebildet, deren Abregungs- γ -Strahlung beobachtet wird. Die dicken Targets befanden sich dabei in einem 2" Strahlrohr, die γ -Strahlung trat durch ein 1 mm starkes Plexiglasfenster aus und wurde in einem ca. 40 cm³ großen GeLi-Detektor nachgewiesen (Auflösungsvermögen 2.7 keV bei 1332 keV). Der Abstand Target - Zähler betrug 6 cm, der Winkel zwischen Strahlachse und Nachweisrichtung 135°. Die Energiespektren der registrierten γ -Quanten wurden in den 4096 Kanälen eines ND2200 Vielkanalanalysators dargestellt.

Nach der eigentlichen Messung wurde die Apparatur mit Hilfe kalibrierter γ -Präparate (^{57}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{60}Co), die an die Stelle des Targets gebracht wurden, bezüglich Energie und Ansprechwahrscheinlichkeit geeicht. Dabei stellte sich heraus, daß die durch die verwendete Elektronik verursachten Abweichungen von einem linearen Zusammenhang zwischen Energie und Kanalnummer bis zu 0.3 keV betrugen. Die aus der eigent-

lichen Messung erhaltenen Energiewerte für die γ -Linien wurden dementsprechend korrigiert. Eine unabhängige Kontrolle für die Zuverlässigkeit der Energieeichung ergab sich aus den durch die (p,p') -Reaktion und dem Zerfall $^{107}\text{Cd} \xrightarrow[6.49\text{ h}]{\text{EC}, \beta^+} ^{107}\text{Ag}^*$ angeregten Niveaus in ^{107}Ag . Die korrigierten Energien der hier beobachteten γ -Übergänge stimmen mit den bei Coulombanregung gefundenen (NDS72) innerhalb eines Fehlers von weniger als 0.1 keV überein. Die Ermittlung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers erfolgte über die Inhalte der von den intensitätsmäßig bekannten γ -Übergängen herrührenden Fotolinien im Eichspektrum. Die relativen Sollinhalte wurden dabei aus den Aktivitäten der Eichpräparate und den aus der Literatur (Ti68) entnommenen Verzweigungsverhältnissen berechnet. Unsicherheiten ergeben sich dabei lediglich unterhalb 120 keV sowie über 1.4 MeV infolge fehlender Eichpunkte.

2) Auswertung

Die Bestimmung von Energie und Intensität der in den gemessenen Spektren enthaltenen Fotolinien erfolgte mit Hilfe der beschriebenen Eichungen. Die aus der Abregung von $^{107}\text{Ag}^*$ stammenden γ -Linien wurden an Hand des recht genau bekannten Zerfallsschemas dieses Kerns (NDS72) identifiziert. Durch Vergleich der Energiespektren von natürlichem und angereichertem Silber konnten die aus ^{109}Cd stammenden Übergänge ermittelt werden. Letzte Sicherheit lieferten in beiden Fällen die noch zu besprechenden Koinzidenzmessungen. Abb. 1 zeigt das mit dem angereicherten Target aufgenommene Energiespektrum. Angegeben sind die für die einzelnen Linien ermittelten γ -Energien in keV; sie beziehen sich auf das Maximum der jeweiligen Fotolinie. Bei den γ -Linien, die nicht aus ^{107}Cd stammen, ist der zugrundeliegende Kern vermerkt, soweit er bestimmt werden konnte. Das Auftreten der beiden ^{19}F -Linien (110, 197 keV) ist wahrscheinlich auf eine Verunreinigung des Strahlrohres zurückzuführen. In Tab. 1 sind die aus ^{107}Cd stammenden γ -Übergänge noch einmal nach steigender Energie geordnet aufgelistet.

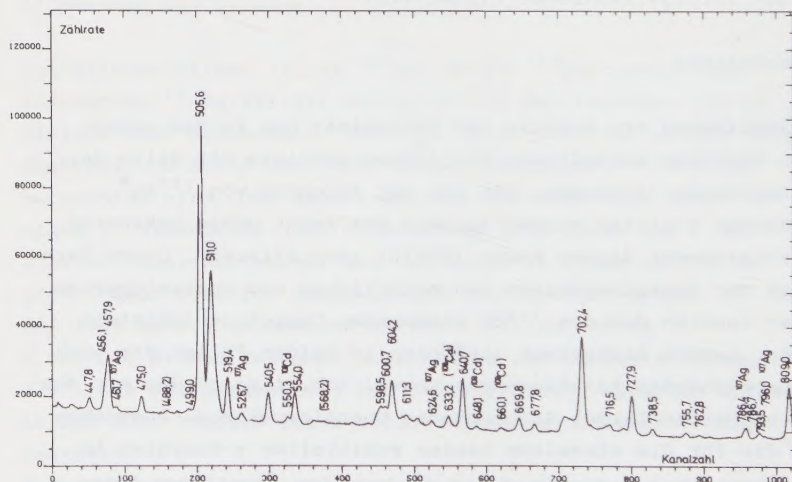
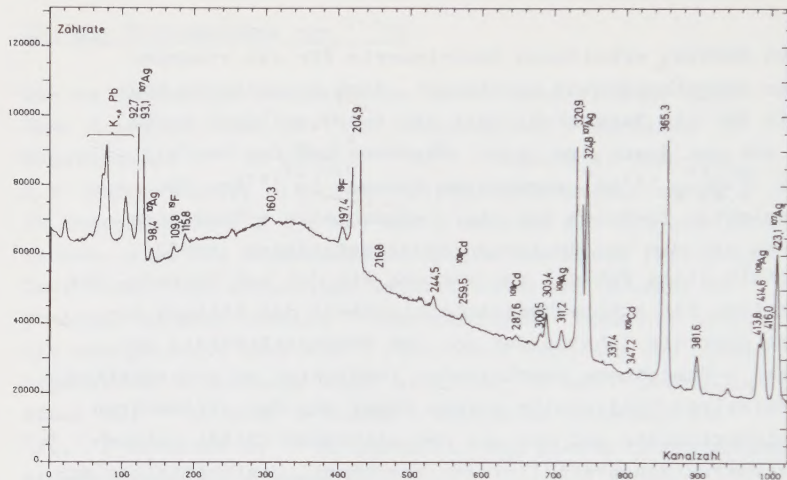


Abb. 1: γ -Spektrum nach der Reaktion $^{107}\text{Ag}(p,n)^{107}\text{Cd}$.

Tab. 1: Beobachtete γ -Übergänge in ^{107}Cd

γ -Energie (keV)	Übergang		rel. Intensität
	von	nach	
92.7 (2)	457.9	365.3	20 (5)
115.8 (3)	320.9	204.9	.5 (.1)
160.3 (4)	365.3	204.9	.1 (.1)
204.9 (2)	204.9	0	100
216.8 (5)	919.2	702.4	< .1
244.5 (2)	702.4	457.9	.7 (.1)
300.5 (3)	505.6	204.9	.9 (.1)
303.4 (2)	809.0	505.6	2.5 (.3)
320.9 (2)	320.9	0	79 (5)
337.4 (5)	702.4	365.3	.3 (.2)
365.3 (2)	365.3	0	98 (10)
381.6 (2)	702.4	320.9	} 3.3 (.5)
382.0	840.2	457.9	
413.8 (3)	919.2	505.6	5.7 (1.)
416.0 (3)	921.4	505.6	7.2 (1.)
447.8 (3)	905.5	457.9	1.2 (.4)
456.1 (5)	1377.5	921.4	} 1.9 (1.)
	1158.5	702.4	
457.9 (5)	457.9	0	5.9 (1.)
475.0 (2)	840.2	365.3	2.2 (.5)
488.2 (5)	(809.0	320.9)	.3 (.2)
499.0 (5)	(1420.5	921.4)	.2 (.1)
505.6 (2)	505.6	0	73 (10)
511.0 (3)	(1213.4	702.4)	< 21
519.4 (2)	840.2	320.9	6 (1)
540.5 (2)	905.5	365.3	} 4.4 (.8)
	998.7	457.9	
554.0 (2)	919.2	365.3	4.9 (.8)
568.2 (1.)	(1377.5	809.0)	.5 (.5)
598.5 (5)	919.2	320.9	3.1 (1.)
600.7 (5)	921.4	320.9	3.1 (1.)
604.2 (2)	809.0	204.9	8.4 (1.5)
611.3 (3)	(1420.5	809.0)	2. (1.)

γ-Energie (keV)	Übergang		rel. Intensität
	von	nach	
633.2(3)	(998.7	365.3)	2.2 (.5)
640.7(2)	845.6	204.9	10 (2)
669.8(3)			2.8 (.7)
677.8(3)	998.8	320.9	1.6 (.6)
702.4(2)	702.4	0	21.3 (5.)
716.5(1.)	921.4	204.9	2.2 (1.)
727.9(2)	932.8	204.9	9 (1)
738.5(3)	1059.3	320.9	1.8 (.6)
755.7(5)	1213.4	457.9	.9 (.4)
762.8(5)	1268.7	505.6	.5 (.3)
786.7(3)	1244.6	457.9	<< 2.5
793.5(4)	998.7	204.9	1.3 (.6)
809.0(2)	809.0	0	13.7 (4.)
821.3(2)	1279.2	457.9	3. (.)
837.6(5)	1158.5	320.9	1.5 (1.)
840.2(2)	840.2	0	6.3 (1.5)
847.6(3)	1213.4	365.3	3.6 (1.)
871.2(3)	1236.6	365.3	} 1.7 (.5)
871.7(3)	1377.6	505.6	
879.4(3)	1244.8	365.3	2.6 (.7)
892.1(4)	1213.4	320.9	1. (.)
903.3(5)	1268.7	365.3	.7 (.4)
905.5(3)	905.5	0	4.1 (1.1)
914.9(2)	1420.5	505.6	4.4 (1.3)
919.2(5)	919.2	0	2.9 (1.)
921.4(3)	921.3	0	6.7 (1.5)
932.8	Summenlinie?		.2
947.8(5)	1268.7	320.9	.8 (.5)
953.7(2)	1158.5	204.9	6.1 (1.8)
998.7(2)	998.7	0	13. (2.5)
1056.3(5)	1377.5	320.9	2 (1)
1059.6(2)	1059.6	0	14.4 (3.)
1063.2(4)	1268.7	204.9	1.7 (1.)
1067.3(3)			1.7 (.7)

γ-Energie (kev)	Übergang		rel. Intensität
	von	nach	
1158.5 (4)	1158.5	0	2.7 (.3)
1207.5 (4)			2.3 (1.5)
1208.6 (4)			2.1 (1.5)
1213.4 (3)	1213.4	0	3.5 (1.5)
1225.4 (5)			1. (.5)
1236.6 (3)	1236.6	0	3.6 (2.)
1244.8 (3)	1244.8	0	3.6 (2.)
1268.7 (3)	1268.7	0	4.3 (2.)
1325.9 (4)	1530.8	204.9	2.8 (1.)
1377.5 (5)	1377.5	0	2.2 (1.)
1411.5 (5)	1776.5	365.3	.9 (.5)
1455.6 (3)	1776.5	320.9	.6 (.4)
1571.4 (5)	1776.5	204.9	1.2 (.8)

Die relative Stärke der einzelnen γ -Übergänge ergibt sich aus dem Inhalt des Fotopeaks, multipliziert mit der reziproken Nachweisempfindlichkeit bei der jeweiligen Energie. Die angegebenen Fehler setzen sich aus dem statistischen Fehler, der Ungenauigkeit bei der Untergrundkorrektur sowie dem möglichen Fehler bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit zusammen. Da einige Doppellinien nicht aufgelöst sind, konnte ihre relative Intensität allein aus der Peakform nur sehr ungenau ermittelt werden.

Anschließend wurde versucht, die gefundenen Übergänge unter Verwendung der bekannten Niveauschemata (Ri71, NDS72) einzuordnen. Dies war jedoch nur für einen kleinen Teil möglich. Da die Energien der meisten Linien recht genau bekannt waren, wurde zunächst unter Verwendung des Ritzschen Kombinationsprinzips und mit Hilfe eines Rechnerprogramms nach bisher unbekannten Energieniveaus gesucht. Bei der großen Anzahl beobachteter γ -Übergänge ergaben sich aber so viele verschiedene Möglichkeiten, daß ein auch nur einigermaßen gesichertes Ergebnis hieraus nicht zu erhalten war.

3) Koinzidenzmessungen

Um unabhängige Information über den Zerfall von $^{107}\text{Cd}^*$ zu erhalten, wurden daraufhin γ - γ -Koinzidenzmessungen durchgeführt. Die ersten Versuche hierzu wurden am Erlanger Tandembeschleuniger unternommen. Der Targetaufbau und die Strahleigenschaften entsprachen dabei den Verhältnissen bei der Aufnahme der Energiespektren. Die Messung wurde mit 2 etwa 35 cm großen GeLi-Detektoren durchgeführt (Energieauflösung ca. 3.5 keV). Die durch Gegeneinanderschalten der beiden Zähler bestimmte Zeitauflösung für die 511 keV Vernichtungsstrahlung betrug etwa 15 nsec. Um aber einer möglichen, energieabhängigen Verschiebung der Triggerpunkte bei der Gewinnung der Zeitsignale und der Verschlechterung der Zeitauflösung bei kleinen γ -Energien zu begegnen, wurde die Koinzidenzauflösezeit auf 100 nsec eingestellt.

Es stellte sich aber schnell heraus, daß die für eine zufriedenstellende Aufklärung des Niveauschemas nötigen Messungen relativ viel Strahlzeit erfordern würden. Der Grund dafür

ist in der beschränkten Kapazität der vorhandenen Datenverarbeitungsanlage PDP 7 zu suchen. Tab. 2 zeigt das Ergebnis einer 24stündigen Messung unter Verwendung des Programms ZWA (Elz69). Dieses Programm erlaubt bei einer Spektrenlänge von jeweils 512 Kanälen im x-Zweig das Setzen von 6 digitalen Energiefenstern im y-Zweig. Damit sind aber nur 3 echte Fenster möglich, da neben jedem echten ein Kontrollfenster zur Untergrundkorrektur nötig ist. Die Koinzidenz der in der Tabelle eingeklammerten γ -Übergänge zu den Fensterenergien konnte bei dieser Messung nicht mit Sicherheit festgestellt werden.

Tab. 2: Ergebnis der Koinzidenzmessung am Erlanger Tandem

Fenster E (keV)	koinzidente γ -Übergänge (keV)
92.7	(244) , 365 , (382) , 447
205	(160) , 300 , 604 , 640 , 716 , 727 , (793) , 953 , (1063) , 1325
641	205

Die Koinzidenzmessungen wurden am Tandembeschleuniger des Heidelberger MPI fortgesetzt. Der Grund dafür war die dort vorhandene wesentlich größere Datenverarbeitungsanlage, die es gestattete, alle koinzidenten Ereignisse während der Strahlzeit zunächst auf Magnetband zu speichern und später off-line auszuwerten. Die Größe der Speicherkapazität ermöglichte es, neben den γ - γ -Koinzidenzen parallel dazu auch n- γ -Koinzidenzen zu messen. Zusätzlich wurde noch der zeitliche Abstand „koinzidenter“ Ereignisse aufgezeichnet.

Das Target bestand aus einem 0.3 mm dicken Blech aus angereichertem ^{107}Ag (98.5%), das in einem Rahmen aus Tantalblech befestigt und in der zylindrischen, senkrecht stehenden Targetkammer aus Glas aufgehängt war. Es wurde mit 8 Mev Protonen beschossen; der mittlere Strom betrug zwischen 200 und 300 pA. Die γ -Strahlung wurde mit 2 GeLi-Detektoren nachgewiesen (Größe ca. 18 bzw. 30 cm³, Auflösungsvermögen 2.5 bzw. 6 kev), die unter 0° und 90° zur Strahlrichtung in 3 cm Abstand zum Target aufgestellt waren. Zum Neutronennachweis diente ein Plastiksintillator, der in 12 cm Abstand unter 50° stand. Die von den Zählern gelieferten Impulse wurden mit Hilfe der in Abb. 2 dargestellten Elektronik so aufbereitet, daß sie in einer dreidimensionalen, 4096 x (2x2048) x (2x1024) Kanäle umfassenden software-Matrix gespeichert werden konnten. Die gesamte Meßzeit betrug etwa 30 Stunden.

Bei der später erfolgten Auswertung wurden digital Fenster auf die Linien bei 93, 205, 321, 365, 382, 414+416, 456+458, 506, 519, 598-605, 641 und 702 kev gesetzt, sowie einige Kanäle links oder rechts davon ein Kontrollfenster gleicher Breite zur Korrektur der aus dem Untergrund stammenden Koinzidenzlinien. Das Ergebnis ist in Tabelle 3 dargestellt; eingeklammerte Energiewerte beziehen sich auf wegen ungenügender Statistik nicht gesicherte Linien oder auf unaufgelöste Doppellinien. Da die bei der Messung verwendeten GeLi-Zähler verhältnismäßig klein waren, konnten infolge zu geringer Fotoabsorptionswahrscheinlichkeit nur wenige, sehr starke γ -Übergänge mit Energien über 1 Mev in Koinzidenz gefunden werden.

Mit Hilfe der damit erhaltenen Daten läßt sich das in Abb. 3 gezeigte Niveauschema aufstellen. Es ist auf den niederenergetischen Bereich bis etwa 1.5 Mev beschränkt, da hier der gesuchte $^{11}/_2^-$ -Zustand vermutet wurde. Neben den schon von den zitierten γ -Zerfallsdaten (NDS72) her bekannten Niveaus bei 205, 321, 365, 506, 809, 921, 933, 1269, 1378 kev werden hier zusätzlich Zustände bei 458, 702, 840, 846, 906, 919, 999, 1060, 1159, 1213, 1237, 1245, 1279, 1421 und 1531 kev vorgeschlagen. Eingezeichnet sind die vermuteten

Tab. 3: Ergebnis der Koinzidenzmessungen

Fensterlage (keV)	koinzidente γ -Übergänge (keV)
92.7	244.5, 365.3, 447.8, 755.7, 786.7, 821.3
204.9	115.8, (160.3), 300.5, 604.2, 640.7, 716.5 727.9, 793.5, 953.7, 1063.5, 1325.9
320.9	381.6, 519.4, 598.5, 600.7, 677.8, 738.5 837.6, 892.1, 947.8, 1056.3
365.3	92.7, 244.5, 337.4, 447.8, 475.0, 540.5, 554.0, 633.2, 755.7, 786.4, 821.3, 847.6, 871.2, 879.4, 1411.5
381.6	320.9
413.8, 416.0	505.6
456.1, 457.9	244.5, 447.8, 821.3
505.6	303.4, (413.8, 416.0), 762.8, (871.7) 919.4
519.4	320.9
600.7, 604.2	204.9, 320.9
640.7	204.9
702.4	216.8, (456.1, 457.9), (511)

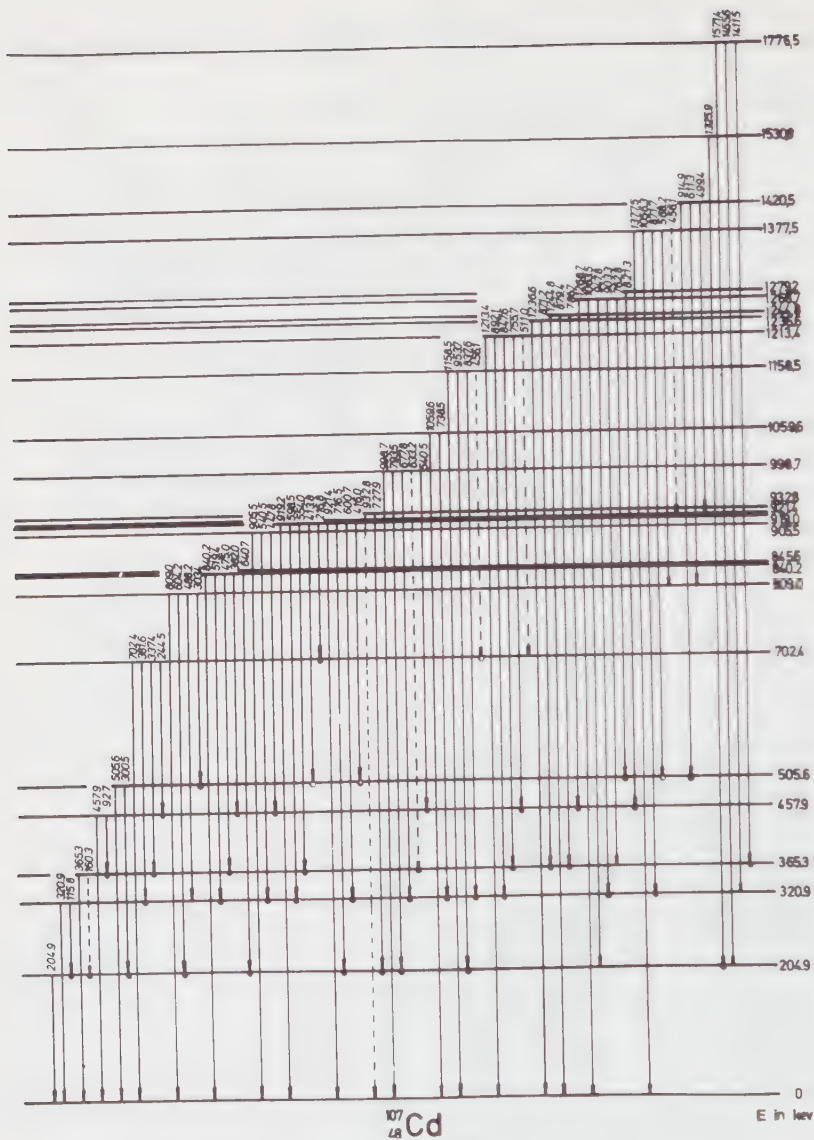


Abb. 3: Niederenergetischer Teil des Niveauschemas von ^{107}Cd

Niveaus und die gefundenen zugeordneten γ -Übergänge. Koinzidenz ist dabei durch einen Punkt angedeutet. Gestrichelt eingezeichnete Übergänge zeigen an, daß ihre Existenz nicht völlig gesichert ist; ein Ring deutet auf nicht eindeutige Koinzidenz zum nachfolgenden Übergang hin.

Die in Tabelle 1 angegebene Zuordnung der einzelnen Linien stammt ebenfalls von dem hier beschriebenen Ergebnis der Koinzidenzmessungen.

Die durch Vergleich mit Literaturdaten vorgenommene Identifizierung der aus den durch inelastische Protonenstreuung angeregten Silberkernen stammenden Linien wurde durch die Auswertung der n- γ -Koinzidenzen bestätigt. Sie dürfen im Koinzidenzspektrum nicht auftreten.

4) Diskussion

In der Zwischenzeit sind einige neuere, $^{107}\text{Cd}^*$ betreffende Messungen bekanntgeworden. Zunächst ist hier eine Arbeit von Dracoulis et al. (Dra72) zu nennen, bei der ebenfalls wie bei Rivier und Moret der β -Zerfall von ^{107}In zur Bevölkerung angeregter ^{107}Cd -Niveaus dient. Sie zeigt in dem hier interessierenden Energiebereich keine wesentlichen Abweichungen von den schon genannten Daten, außer einem zusätzlich gefundenen Niveau bei 999 keV. Interessanter sind 2 neue Messungen von Degnan et al. (DeR73) sowie Chapman et al. (Cha73), die beide die Reaktion $^{106}\text{Cd}(d,p)^{107}\text{Cd}^*$ zur Erzeugung des angeregten Cadmiumkerns verwenden. Aus der Messung der Energie der emittierten Protonen erhalten sie die energetische Lage der damit erreichbaren Zustände, aus der Aufnahme der zugehörigen Winkelverteilungen die entsprechenden Bahndrehimpulse der Niveaus. Allerdings ist die Energieauflösung der beim Protonennachweis verwendeten Magnetspektrometer nicht sehr gut; die angegebenen Fehler betragen etwa 10 keV.

Durch die (d,p)-Reaktion werden bevorzugt Zustände mit kleinem Bahndrehimpuls $\frac{1}{2}$ angeregt. Es ist daher nicht erstaunlich, daß im Vergleich zu den β -Zerfallsmessungen eine Anzahl neuer Niveaus erscheint.

diese Arbeit	(NDS72, Ri71)	(Dra72)	(Cha73)	(DeR73)	
Niveau	E (keV)	J ^π	E (keV)	E (keV)	ℓ
0	0	$\frac{1}{2}^+$	0	0	2
1	204.9	$(\frac{1}{2}^+)$	205.2(.2)	204	4
2	320.9	$(\frac{3}{2}^+)$	321.1(.2)	320	2
3	365.3	$(\frac{5}{2}^+)$	365.5(.2)	363	2
4	457.9	$(\frac{7}{2}^+)$	455	457	0
5	505.6	$(\frac{9}{2}^+)$	505.6(.3)	700	2
6	702.4	$(\frac{1}{2}^+)$	809.2(.2)	843	(3)
7	809.0	$(\frac{3}{2}^+)$		911	0
8	840.2				
9	845.5				
10	905.5				
11	919.0	$(\frac{7}{2}^+)$	921.6(.3)		
12	921.4	$(\frac{9}{2}^+)$	933.6(.4)		
13	932.8	$(\frac{1}{2}^+)$			
14	998.7		998.8(.4)	949	0
15	1059.6			995	2
16	1158.5			1053	4
17	1213.4				
18	1236.6				
19	1244.8				
20	1268.7	$(\frac{7}{2}^+)$	1268.7(.2)	1238? (2)	
21	1279.2	$(\frac{9}{2}^+)$	1377.7(.2)	1275	0
22	1377.5	$(\frac{1}{2}^+)$	1404.0(2.)		
23	1420.5		1420.5(.3)		
24	1530.8				
25	1776.5	$(\frac{7}{2}^+)$	1776.7(.3)		
26					
27					
28					
29					
30					
31					
32					
33					
34					
35					
36					
37					
38					
39					
40					
41					
42					
43					
44					
45					
46					
47					
48					
49					
50					
51					
52					
53					
54					
55					
56					
57					
58					
59					
60					
61					
62					
63					
64					
65					
66					
67					
68					
69					
70					
71					
72					
73					
74					
75					
76					
77					
78					
79					
80					
81					
82					
83					
84					
85					
86					
87					
88					
89					
90					
91					
92					
93					
94					
95					
96					
97					
98					
99					
100					

Tab. 4: Übersicht über die in ¹⁰⁷Cd bekannten Energieniveaus

In Tab. 4 sind die hier zitierten Daten zusammen mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit dargestellt. Bis zu einer Anregungsenergie von 1 Mev werden die angegebenen Niveaus durch die hier vorgestellten Messungen bestätigt, zum Teil ist eine erheblich größere Genauigkeit in der Energieangabe möglich. Die eng benachbarten Zustände bei 840 und 846 keV können bei (d,p)-Messungen nicht getrennt werden. Neu hinzu kommen das Niveau bei 919 keV, sowie eine Reihe weiterer mit über 1 MeV Anregungsenergie. Die gleichfalls zitierten Angaben über Spin und Parität folgen bei β -Zerfallsmessungen aus den beobachteten $\log ft$ Werten, bei der (d,p)-Reaktion aus dem gemessenen ℓ und Vermutungen über den jeweils angeregten Einteilchenzustand. Sie sind in Tab. 5 nochmals zusammengefaßt. Außerdem sind hier die in dieser Arbeit beobachteten Intensitäten der einzelnen γ -Übergänge angegeben. Sie gestatten zusammen mit den bekannten Daten ebenfalls Schlüsse über die beteiligten Spins. Dabei wird angenommen, daß M1- und E2-Übergänge am wahrscheinlichsten sind.

^{107}Cd ist ein Kern mit gerader Protonen- und ungerader Neutronenzahl und sollte nicht deformiert sein. Daher handelt es sich bei den tiefliegenden angeregten Zuständen um Einteilchenanregungen der über die magische Zahl 50 hinaus vorhandenen 9 Neutronen. Für sie kommen die Schalenmodellzustände $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ und $1h_{11/2}$ in Frage. Da diese mit Ausnahme von $1h_{11/2}$ sämtlich positive Parität besitzen, müßten die ersten angeregten Niveaus mit Ausnahme des $\frac{1}{2}^-$ -Zustandes ebenfalls gerade Parität haben. Ein Blick auf die Nachbarkerne $^{109}, ^{111}, ^{113}\text{Cd}$ stützt diese Vermutung.

Im einzelnen ergibt sich:

Der Spin des ^{107}Cd -Grundzustandes ist aus optischen Doppelresonanzmessungen bekannt; er ist $\frac{5}{2}$, die Parität ist gerade.

Für den ersten angeregten Zustand bei 205 keV ergeben β -Zerfallsdaten die Spinwerte $\frac{7}{2}$ oder $\frac{3}{2}$; aus dem gemessenen Bahndrehimpuls $\ell=4$ folgt, daß es sich wahrscheinlich um eine $1g_{7/2}$ -Anregung handelt, also $J^\pi = \frac{7}{2}^+$. Dieser Vorschlag wird übernommen, da er mit den Ergebnissen der folgenden Betrachtungen gut verträglich ist.

Für die Bahndrehimpulse der 321 und 365 keV-Zustände

wurde jeweils $\ell=2$ gemessen, d.h. es sind die Spins $\frac{3}{2}$ und $\frac{5}{2}$ möglich. Nimmt man zusätzlich an, daß M1-Übergänge kleiner Energie wahrscheinlicher sind als E2-Übergänge, so folgt aus der Tatsache, daß zwar ein starker Übergang von 458keV ($\frac{1}{2}^+$) nach 365keV, jedoch nicht nach 321keV beobachtet wurde, daß das 321keV-Niveau wahrscheinlich $\frac{5}{2}^+$, der 365keV-Zustand dagegen $\frac{3}{2}^+$ besitzt.

Das 458keV-Niveau hat wegen $\ell=0$ $J^\pi = \frac{1}{2}^+$.

Der 506keV-Zustand wird über die (d,p)-Reaktion nicht bevölkert; die β -Zerfallsdaten sprechen für $\frac{7}{2}$ oder $\frac{9}{2}$.

Da kein Übergang 846keV ($\frac{1}{2}^-$) $\rightarrow$ 506keV beobachtet wurde, ist die Zuordnung $\frac{7}{2}^+$ wahrscheinlicher.

Der 702keV-Zustand besitzt $\ell=2$; der Umstand, daß kein Zerfall nach 205keV ($\frac{7}{2}^+$), wohl aber nach 458keV ($\frac{1}{2}^+$) auftritt, ist leichter mit der Annahme $\frac{1}{2}^+$ zu vereinbaren.

Der im folgenden Abschnitt III diskutierte, stark konvertierte Übergang von 846keV ($\frac{1}{2}^-$) nach 809keV läßt für dieses Niveau die Zuordnung $\frac{3}{2}^+$ wahrscheinlich werden.

Aus dem beobachteten Zerfall von 840keV nach Niveaus mit $\frac{5}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$ und $\frac{1}{2}^+$ kann man auf einen Ausgangsspin von $\frac{1}{2}^+$ oder $\frac{3}{2}^+$ schließen.

Der 846keV-Zustand fügt sich unter der Annahme $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ mit Übergängen nach $\frac{7}{2}^+$ 205keV (M2) und $\frac{3}{2}^+$ 809keV (E1) gut in das bisher entwickelte Schema ein. (vergl. Abschn. III)

Für 906keV folgt aus dem gemessenen Bahndrehimpuls $\ell=0$, daß es sich hier um einen Zustand mit Spin $\frac{1}{2}$ handeln muß.

Der neu gefundene Zustand bei 919keV zerfällt nach $\frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$ und $\frac{7}{2}^+$. Da er nicht auch durch β -Zerfall bevölkert wird, kommen nur die Spinwerte $\frac{3}{2}$ und $\frac{5}{2}$ in Frage.

Das 921keV-Niveau zerfällt nach $\frac{5}{2}^+$ und $\frac{7}{2}^+$; in Übereinstimmung damit sind die aus dem log ft-Wert gefolgerten Spins $\frac{7}{2}$ oder $\frac{9}{2}$.

Der 933keV-Zustand zerfällt hauptsächlich nach 205keV ($\frac{7}{2}^+$).

Der schwache Grundzustandsübergang, der beobachtet wurde, ist mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Summenlinie aus

Niveau	E(kev)	l	vorgeschlagenes J ^π (NDS72) (Cha73) diese (Dra72) (Der73) Arbeit	Intensität des γ-Übergangs nach									
				0	205	321	365	458	506	702	809	921 kev	
0	2	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	100									
205	4	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{9}{2}^+$	79	.5								
321	2	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	98	(.1)								
365	2	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	6			20						
458	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	73	2.5								
506	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	21									
702	2	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	14	8.4								
809	2	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	6.3									
840	(3)	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	10									
846	5	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	4.1									
906	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	2.9									
919	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	6.7	2.2								
921	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	(.2)	9.0								
933	2	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	13	1.3								
999	2	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	14.4									
1060	4	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	2.7	6.1								
1159	(3)	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	3.5									
1213	(3)	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	5									
1237	(2)	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	3.6									
1245	(2)	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	4.3	1.7								
1269	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	2.2									
1279	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	2.8									
1378	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	x	1.2								
1421	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$										
1531	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$										
1777	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$										

+ : Aus Lebensdauerdaten (Absch. III)

x : liegt über dem Meßbereich

+ : Aus Lebensdauerdaten (Absch. III)

x : Liegt über dem Meßbereich

Tab. 5: Spins und γ-Übergänge in ¹⁰⁷Cd

205keV und 728keV, da er beim β -Zerfall nicht gesehen wird. Aus der damit bekannten Maximalintensität und einem Vergleich mit den übrigen im Zerfallsschema vorkommenden Intensitäten läßt sich schließen, daß keiner der übrigen beobachteten Grundzustandsübergänge ein reiner Summenpeak ist. Für das 933keV-Niveau ergibt sich unter dieser Annahme, daß sein Spin wahrscheinlich $\frac{1}{2}^{+}$ ist. Für 999keV folgt aus $l=2$ und den vorhandenen γ -Übergängen mit einiger Wahrscheinlichkeit $J^{\pi} = \frac{3}{2}^{+}$.

Für die über 1 MeV Anregungsenergie liegenden Niveaus sind verlässliche Aussagen über Spin und Parität allein aus der Intensität der beobachteten Zerfalls- γ -Quanten nicht mehr möglich. In diesem Gebiet spielen neben den Einteilchenanregungen auch kollektive Phänomene eine Rolle; die Zustände entstehen dabei durch die Kopplung einer Rumpf-Anregung und eines Einteilchenzustands. Eine darauf basierende Rechnung wurde vor kurzem von K.W.C. Stewart für die ungeraden Cd-Isotope durchgeführt. Das Resultat für ^{107}Cd ist in Abb. 4 zusammen mit dem experimentellen Ergebnis dargestellt.⁺⁾ Mit Ausnahme des ersten angeregten $\frac{3}{2}^{+}$ Zustandes, der in der Theorie zu hoch liegt, stimmen die hier vorgeschlagene und die gerechnete Spinfolge bis etwa 900 keV Anregungsenergie gut überein.

⁺⁾ Da die vollständigen Ergebnisse noch nicht veröffentlicht sind, wurde das angegebene Niveauschema aus der Arbeit von Dracoulis (Dra72) entnommen.

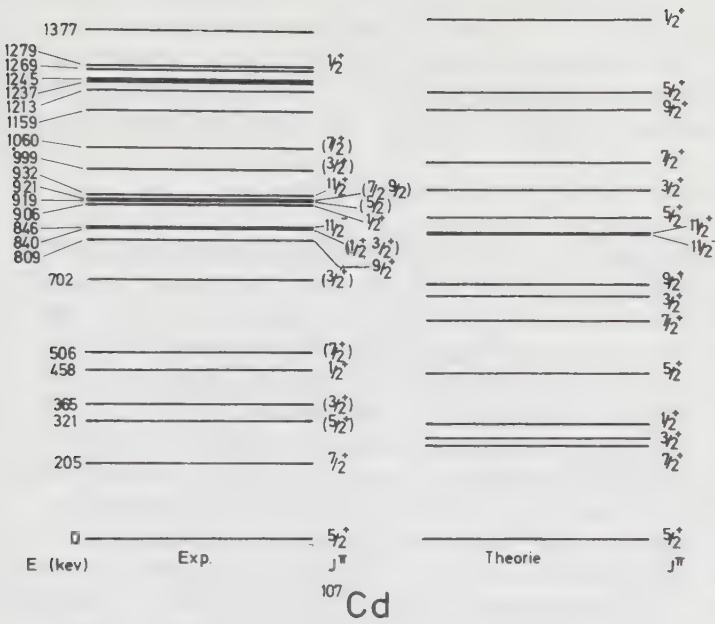


Abb. 4: Vergleich von experimentellem und gerechnetem Niveauschema des Kerns ^{107}Cd .

III. Isomere Zustände in ^{107}Cd

Parallel zu den Experimenten, die die Aufklärung des Niveauschemas und damit die energetische Einordnung des $1\frac{1}{2}^-$ -Niveaus zum Ziel hatten, wurde auch versucht, verzögerte γ -Übergänge bei der Abregung von $^{107}\text{Cd}^*$ zu finden, da Grund für die Annahme bestand, daß der gesuchte Zustand isomer ist.

1) Experimentelle Anordnung und Messung

Zunächst wurde mit der bereits beschriebenen Anordnung von Targetkammer und GeLi-Zähler und unter Verwendung des vorhandenen langsamen Pulsungssystems (BFJ70) das angereicherte Silbertarget mit einem gepulsten 10 MeV-Protonenstrahl beschossen. Der Pulsabstand betrug dabei 5 μs , die Pulsdauer etwa 100 nsec, der mittlere Targetstrom 100 pA. Mit Hilfe der vom Pulsungssystem gelieferten Triggerimpulse, die zeitlich entsprechend verschoben werden konnten, wurden Energiespektren der verzögert erscheinenden γ -Quanten abschnittsweise im Bereich 100 nsec bis 4.5 μs nach dem Eintreffen des Strahlpulses am Target aufgenommen. Da während jeder Einzelmessung der Strahlstrom integriert wurde, konnte bei der Auswertung jedes Einzelspektrum auf die gleiche Zahl von Zerfällen angeregter Kernniveaus normiert werden.

Werden im verzögerten Energiespektrum isomere Übergänge in einem Zeitfenster der Breite T und dem Abstand t_0 vom anregenden Strahlpuls registriert, so beträgt der Inhalt der untergrundkorrigierten Fotolinie

$$I \sim \exp - \frac{t_0 + t_f}{\tau} \quad \text{mit } \tau = \text{Lebensdauer}$$

$$t_f = \tau \cdot \ln \frac{T/\tau}{1 - \exp(-T/\tau)}$$

Nimmt man Energiespektren mit unterschiedlicher Verzögerung t_0 auf, so kann man daraus die Lebensdauer τ ermitteln.

Bei obiger Messung ergaben sich zwei starke Linien mit 205 bzw. 641 keV Energie; die Lebensdauer des zugrundeliegenden Niveaus ließ sich zu etwa 100 nsec abschätzen.

Das Profil des Strahlpulses ist bei Verwendung des langsamen Pulsungssystems nicht ideal rechteckförmig, sondern besitzt wegen der Zeitkonstanten der verwendeten RC-Glieder relativ breite „Füße“. Lebensdauermessungen mit charakteristischen Zeiten < 500 nsec sind mit diesem System daher etwas problematisch. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, wurde für die folgenden Messungen das schnelle Pulsungssystem (JRI69) verwendet, das bei 100 nsec Pulsabstand etwa 4 nsec breite Pulse liefert. Zur Verlängerung des Pulsabstandes wurde ein in der Targethalle installierter Schwingkreis durch das langsame Pulsungssystem bei einer Frequenz von 1 Mhz erregt. Durch das elektrische Wechselfeld des Schwingkreiskondensators wurde der Strahl so über eine Blende geschrieben, daß nur jeder 5. Puls ungestört passieren konnte. Die etwas zeitraubende Aufnahme von Einzelspektren und die so notwendig werdende, fehlerbehaftete Eichung über die Integration des Targetstroms ließ sich dadurch vermeiden, daß der Kernspeicherbereich des vorhandenen Vielkanalanalysators mit 4096 Kanälen 3fach unterteilt wurde und die einzelnen verzögerten Energiespektren durch Routen des VKA simultan in die 8 Bereiche eingezählt wurden. Die dazu verwendete elektronische Schaltung ist in Abb. 5 dargestellt. Die Vorzüge dieser Methode gegenüber der üblichen Lebensdauer-messung unter Verwendung eines Zeit-Impulshöhenkonverters bestehen darin, daß durch eine einzige Messung alle isomeren Übergänge bis zu einer bestimmten Maximalenergie bestimmt werden können. Die zugrundeliegenden Lebensdauern dürfen dabei in einem breiten Bereich streuen. Außerdem läßt sich eventuell vorhandener, von der Verzögerungszeit abhängiger Untergrund sauber vom Inhalt der Fotolinien trennen. Auch sehr schwache Übergänge lassen sich damit noch vermessen. Nachteilig ist der größere Aufwand bei der Eichung, sowie die kleinere Zahl von Meßpunkten pro Zeitspektrum, die allerdings zum Teil durch eine bessere Statistik wieder wettgemacht wird.

Mit der beschriebenen verbesserten Anordnung wurden nochmals Energiespektren der verzögerten γ -Übergänge von ^{107}Cd aufgenommen. Die Zeitfenster waren dabei einheitlich ca. 50 nsec breit und hatten einen zeitlichen Abstand von ebenfalls 50 nsec. Das erste Fenster wurde symmetrisch über die prompten γ -Quanten gelegt; das entstehende prompte Energiespektrum wurde später zur Eichung der Energieskala verwendet. Außerdem ergab sich aus der Größe des Peakinhalts verzögerter γ -Linien im prompten Spektrum ein Hinweis darauf, ob die betreffenden Übergänge direkt vom isomeren Niveau gespeist werden oder vom Zerfall tieferliegender Zustände stammen, die auch prompt bevölkert werden.

Die kleinen Unterschiede in der Breite der Zeitfenster wurden in einer Eichmessung erfaßt, bei der die aus einem ^{137}Cs -Präparat stammende 662keV-Strahlung gezählt wurde. Der Linieninhalt ist unmittelbar proportional zur Fensterbreite. Die exakte Lage der Zeitfenster wurde durch die Aufnahme von TPHC-Spektren ermittelt, wobei der quarzgenaue Abstand (500 nsec) von zwei aufeinanderfolgenden Strahlpulsen als Eichgröße benutzt wurde.

2) Ergebnisse

Abb. 6 zeigt das Energiespektrum der 75 - 125 nsec verzögerten γ -Quanten. Es ergeben sich Linien bei 93, 197, 205, 303, 506, 511, 604, 641 und 809 keV.

Bei der genaueren Auswertung stellte sich heraus, daß die 93keV-Linie aus zwei Anteilen besteht. In größerem Abstand vom prompten Puls ist der Linieninhalt zeitlich konstant und rührt vom Zerfall des ^{107}Cd -Grundzustandes her:



In den ersten beiden verzögerten Spektren erscheint die Linie etwas nach kleineren Energien hin verschoben, außerdem ist ihr Inhalt größer. Hier schlägt infolge schlechter Zeitauflösung des GeLi-Zählers der prompte 92.7keV-Übergang in ^{107}Cd durch.

Aus dem 197keV-Übergang ergibt sich eine Halbwertszeit von etwa 85 nsec; er stammt mit hoher Wahrscheinlichkeit aus ^{19}F ,

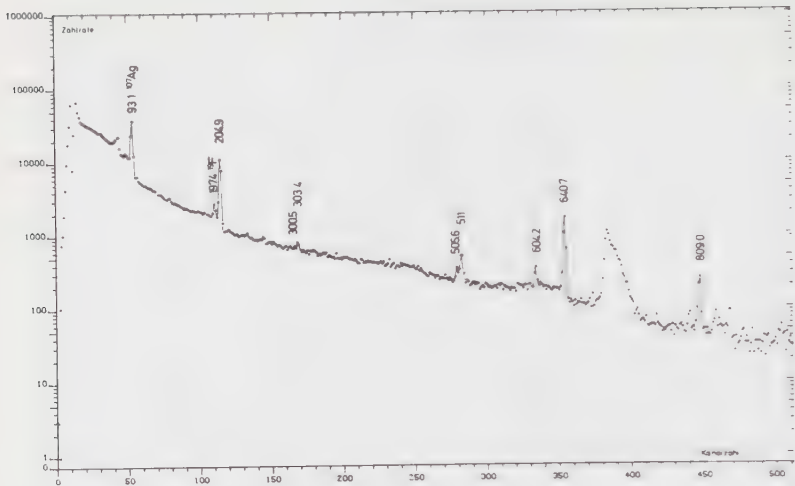


Abb. 6: Zeitverzögertes γ -Spektrum aus ^{107}Cd .

das als Verunreinigung im Strahlrohr vorhanden war und durch inelastische Protonenstreuung angeregt wurde:



Abb. 7 zeigt die aus den übrigen Linien der Einzelspektren erhaltenen Lebensdauern. Die einzelnen Punkte wurden mit dem Programm LES gefittet; die sich dabei ergebenden Werte sind in Tab.6 noch einmal zusammengestellt. Sie stimmen innerhalb ihrer Fehler so gut überein, daß gefolgert werden kann, daß nur ein isomerer Zustand zugrunde liegt. Für ihn ergibt sich aus den Fits ein Mittelwert von 99.6(1.1) nsec. Unter Berücksichtigung eines Fehlers von etwa 2.5% in den Eichungen erhält man damit eine Lebensdauer

$$\tau = 100(3) \text{ nsec.}$$

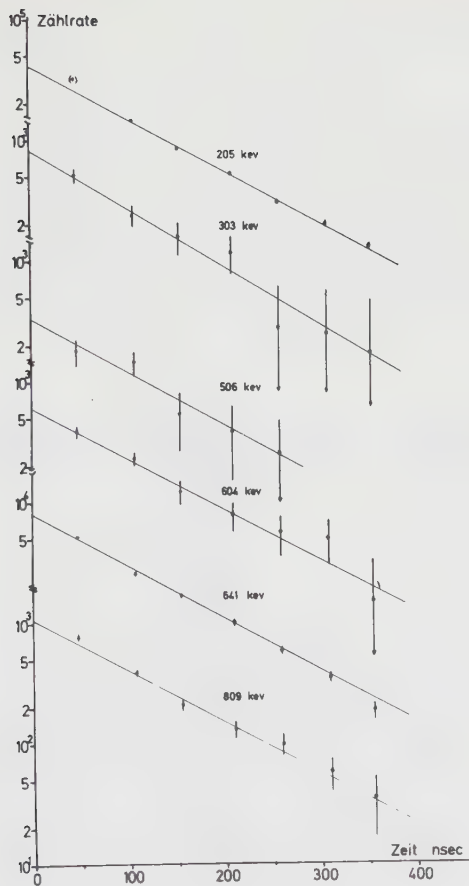


Abb. 7: Isomere γ -Übergänge in ^{107}Cd

Tab. 6: Ergebnis der Lebensdauerfits für verzögerte γ -Linien in ^{107}Cd .

E_γ (keV)	τ (nsec)	Fehler (nsec)
204.9	101.3	2.0
303.4	91.1	9.1
505.6	ca.100	(nicht gefittet)
604.2	103.0	5.7
640.7	98.7	1.4
809.0	102.4	7.6

Tab. 7: Aus Spinrotationsspektren gefittete Lebensdauern

Messung	(nsec)
1	103.2
2	95.0
3	100.0
4	105.1

Zur Kontrolle dieses Wertes wurden die im nächsten Abschnitt (IV) zu besprechenden Spinrotationsmessungen herangezogen. Nach Addition der von 2 verschiedenen Zählern aufgenommenen Spinrotationsspektren erhält man ein gewöhnliches Zeitspektrum mit der theoretischen Form

$$I(t) = U + I_0 \cdot \exp(-t/\tau)$$

I_0 = Intensität des γ -Übergangs zur Zeit $t=0$

U = Untergrund

τ = Lebensdauer

Der Fit der unter Verwendung der 641keV-Linie aufgenommenen Spektren ergab die in Tab. 7 angeführten Werte. Daraus bekommt man für die gesuchte Lebensdauer als Mittelwert

$$\tau = 101(4) \text{ nsec}$$

in guter Übereinstimmung mit dem bereits angegebenen Wert.

3) Diskussion

In Abb. 8 ist der von verzögerten Übergängen beeinflusste Teil des ^{107}Cd -Niveauschemas noch einmal herausgezeichnet. Die 641 - 205keV-Kaskade setzt unmittelbar am isomeren Niveau an, da die 641keV-Quanten keinen prompten Anteil zeigen. Dem isomeren Zustand muß daher die Energie 846 keV zugeschrieben werden. Sämtliche übrigen verzögerten Quanten gehen direkt oder indirekt vom 809keV-Niveau aus. Weil sie jedoch auch prompte Anteile zeigen, kann dieser Zustand nicht isomer sein.

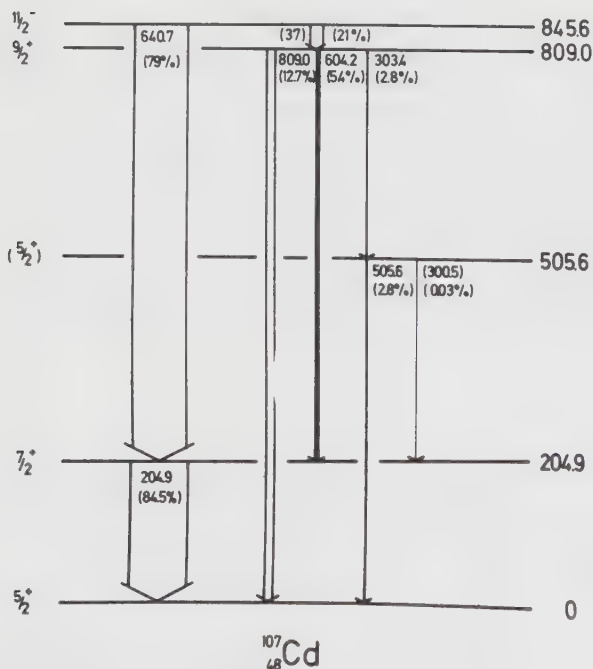


Abb. 8: Zerfallsschema des isomeren Zustands bei 845.6 keV.

Da aus allen γ -Übergängen annähernd dieselbe Lebensdauer folgt, bleibt als wahrscheinlichste Möglichkeit, einen Übergang von 846 keV nach 809 keV anzunehmen. Nach ihm wurde gesondert unter Verwendung eines 100 μ m dicken ^{107}Ag -Targets und einer 3 mm dicken SiLi-Diode gesucht. Trotz eines sehr großen Untergrundes von pile-up-Impulsen der etwa 10^5 mal stärkeren $K_{\alpha,\beta}$ -Strahlung wurde bei dieser Energie die Andeutung einer γ -Linie mit der erwarteten Intensität beobachtet.

In Tab. 8 sind die bekannten $\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+$ -Übergänge (M2) aus der näheren Umgebung von ^{107}Cd aufgeführt. Als Vergleich zu den gemessenen Zerfallskonstanten $\lambda = 1/\tau$ sind auch die gerechneten Einteilchenwerte unter Berücksichtigung der Konversion angegeben (Mo66, Ti68). Es ergibt sich daraus, daß die theoretischen Werte im Mittel um einen Faktor 30 größer sind als die experimentellen. Unter der Annahme, daß die 641keV-Linie ebenfalls M2-Charakter hat, erhält man mit einer aus dem Verzweigungsverhältnis von 4:1 für den Übergang nach 205 keV berechenbaren Zerfallskonstanten von $8 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ für das Verhältnis $\lambda_{\text{sp.}}/\lambda_{\text{beob.}}$ einen Faktor 24. Andere Multipolaritäten scheiden zumindest im Einteilchenbild aus, da sie um Größenordnungen falsche Übergangswahrscheinlichkeiten ergeben. Da außerdem die Zuordnung $\frac{1}{2}^+$ für den 205keV-Zustand ziemlich sicher ist, bleibt für das 846keV-Niveau nur die Möglichkeit $\frac{1}{2}^-$ übrig; $\frac{3}{2}^-$ scheidet u.a. wegen des fehlenden Schalenmodellniveaus aus.

Tab. 8: Vergleich von gemessenen Zerfallskonstanten mit den Vorhersagen des Einteilchenmodells für M2-Übergänge $\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+$ im Bereich $100 < A < 116$.

Isotop	Übergang (keV)	$\lambda_{\text{sp.}}$ (sec^{-1})	$\lambda_{\text{beob.}}$ (sec^{-1})	$\lambda_{\text{sp.}}/\lambda_{\text{beob.}}$	Quelle
^{101}Ru	220	$1.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^4$	30	(Ti68)
^{105}Pd	183	$5.6 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^4$	29	(Ti68)
^{107}Cd	641	$1.9 \cdot 10^8$	$8.0 \cdot 10^6$	24	diese Arb.
^{109}Cd	260	$2.5 \cdot 10^6$	$7.7 \cdot 10^4$	32	(Jae70)
^{115}Sn	107	$1.1 \cdot 10^4$	$4.3 \cdot 10^3$	26	(Ti68)

Schwieriger scheinen die Verhältnisse zunächst für den 37keV-Übergang zu sein. Der 809keV-Zustand wird beim β -Zerfall von ^{107}In über einen erlaubten Übergang ($\log ft = 6.3$) bevölkert; zusammen mit den auftretenden γ -Linien nach Niweaus mit $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ und $\frac{7}{2}^+$ ergeben sich daraus mögliche Spinwerte von $\frac{7}{2}^+$ oder $\frac{9}{2}^+$. Die Multipolordnung für die 37keV-Strahlung kann daher eigentlich nur E1 oder M2 sein. Die aus dem Einteilchenmodell dafür berechenbaren Zerfallskonstanten betragen unter Einbeziehung der Konversionskoeffizienten ($\alpha \approx 2.7$ für E1, $\alpha \approx 227$ für M2) (Ti68)

$$\begin{aligned}\lambda_{E1} &= 5 \cdot 10^{11} \text{ sec}^{-1} \\ \lambda_{M2} &= 2.7 \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1}.\end{aligned}$$

Ein M2-Übergang ist unwahrscheinlich, da im Gegensatz zu anderen vergleichbaren Übergängen dieser Multipolarität, die um etwa einen Faktor 30 gegenüber dem Einteilchenwert verzögert sind, eine Beschleunigung von 10^2 auftreten müßte.

Für einen E1-Übergang spricht die Tatsache, daß experimentell beobachtete E1-Strahlung gegenüber der Einteilchenabschätzung normalerweise um 10^3 bis 10^7 verzögert ist (GoS66). Leider sind in der Umgebung von Cd nur wenige E1-Übergänge bekannt (^{75}As , $^{118}\text{, }^{120}\text{Sn}$). Die sich hieraus unter Verwendung der Einteilchenformel für λ ergebende empirische Beziehung hat die Form

$$\lambda_\gamma \approx 10^9 \cdot A^{\frac{2}{3}} \cdot E^3 \text{ sec}^{-1}$$

Für $E=0.037$ MeV und $A=107$ ergibt sich daraus eine Zerfallskonstante $\lambda_\gamma \approx 1.1 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$, die bei Berücksichtigung des Konversionsfaktors zu dem Wert $\lambda \approx 4.1 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ führt. Er ist in überraschend guter Übereinstimmung mit dem aus dem Experiment für den Zerfall nach 809 keV sich ergebenden $\lambda = 2 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$.

Damit werden die Zuordnungen $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ für den Zustand bei 809 keV und $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ für das 846keV-Niveau sehr wahrscheinlich.

IV. Das magnetische Moment des 846keV-Niveaus

Die magnetischen Momente der dem gesuchten entsprechenden $\frac{1}{2}^-$ -Zustände in den Cadmiumkernen mit $A = 109, 111, 113$ und 115 sind durch Spinrotationsmessungen (^{109}Cd (Jae70)) bzw. aus optischen Doppelresonanzexperimenten (LD69, Byr64, MD64) bekannt und liegen im Bereich $\mu = -1.04 \dots -1.11 \mu_N$. Es ist daher zu vermuten, daß das magn. Moment des gesuchten $\frac{1}{2}^-$ -Zustands ebenfalls in der Gegend um $\mu = -1.1 \mu_N$ zu suchen ist. Da die Lebensdauer des 846keV-Niveaus relativ kurz ist, bietet sich als Meßmethode das Spinrotationsverfahren (SPAD) an.

1) Grundlagen der Spinrotationsmethode

Bei einem durch eine Kernreaktion bevölkerten Zustand werden, falls er einen größeren Spin besitzt als der Grundzustand des Targetkerns, i.a. bei Quantisierung in Strahlrichtung kleine m-Quantenzahlen bevorzugt besetzt. Wirkt keine Störung auf ihn ein, so zeigt die ihn entvölkernde γ -Strahlung eine von Alignment des Kerns, Multipolordnung der Strahlung und Spins der beteiligten Kernniveaus abhängige charakteristische Anisotropie in der Emissionsrichtung. Lebt der angeregte Zustand genügend lange und wird er durch ein von außen angelegtes, zeitlich und räumlich konstantes Magnetfeld senkrecht zur Strahlachse über die Wechselwirkung mit seinem magn. Moment gestört, so rotiert die γ -Winkelverteilung mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω_L um die Magnetfeldrichtung. Die mit der Lebensdauer des Niveaus exponentiell abfallende Emissionswahrscheinlichkeit für ein γ -Quant ist daher in der zur Rotationsachse senkrechten, den Targetkern enthaltenden Ebene in charakteristischer Weise durch die sich drehende Winkelverteilung moduliert:

$$\begin{aligned} W(B, t, \theta) &= \sum_{k \text{ gerade}} A_k(R) \cdot A_k(\gamma) \cdot P_k(\cos(\theta - \omega_L t)) \\ &= 1 + b_2 \cdot \cos 2(\theta - \omega_L t) + \dots \end{aligned}$$

$$\text{mit } b_2 = \frac{3 \cdot A_2(R) \cdot A_2(\gamma)}{4 + A_2(R) \cdot A_2(\gamma)}$$

Dabei bedeuten	$\omega_L = - \frac{g\mu_k B}{h}$	Larmorpräzessionsfrequenz
	μ_k	Kernmagneton
	g	g -Faktor
	B	magn. Flußdichte
	θ	Winkel zwischen Strahl- und Beobachtungsrichtung

Die Koeffizienten $A_k(R)$ hängen vom speziellen Mechanismus der Kernreaktion ab; sie beschreiben die Ausrichtung (Alignment) des Kernspins. Die Größen $A_k(\gamma)$ sind mit den tabellierten F -Koeffizienten (FrS66) identisch und geben die von Anfangs- und Endspin der beteiligten Niveaus und der Multipolarität des γ -Übergangs abhängige Anisotropie der γ -Winkelverteilung an.

Ein in der ausgezeichneten Ebene aufgestellter Zähler sieht daher, falls die beobachteten Kerne zum gleichen Zeitpunkt angeregt worden sind, die γ -Intensität

$$I(B, t, \theta) = I_0 \cdot \exp(-t/\tau) \cdot W(B, t, \theta)$$

Man beschränkt sich normalerweise auf die Summanden $k = 0, 2$, da die Beiträge höherer Glieder meist sehr klein sind. Damit wird

$$I(B, t, \theta) \approx \exp(-t/\tau) \cdot (1 + b_2 \cdot \cos 2(\theta - \omega_L t))$$

Beobachtet man mit 2 Zählern, die einen Winkel von 90° einschließen, so sind die Modulationen gegeneinander um 180° phasenverschoben. Zur Auswertung bildet man daher das Verhältnis

$$\begin{aligned} R(t) &= \frac{I_1(B, t, \theta) - I_2(B, t, \theta + \pi/2)}{I_1(B, t, \theta) + I_2(B, t, \theta + \pi/2)} \\ &= b_2 \cdot \cos 2(\theta - \omega_L t) \end{aligned}$$

aus dem man sehr leicht die interessierenden Größen ω_L und b_2 entnehmen kann.

2) Experimenteller Aufbau

Aus den Messungen von Rinsdorf (Ri72) entnimmt man, daß die Relaxationszeit von ^{109}Cd in einer Silbermatrix bei Raumtemperatur in der Größenordnung 10^{-7} sec liegt. Nimmt man Quadrupolmomente vergleichbarer Größe für die $\frac{1}{2}^-$ -Zustände in ^{107}Cd und ^{109}Cd an, so sollte die Relaxation von $^{107}\text{Cd}^*$ in Ag ähnlich stark sein. Um davon herrührende Schwierigkeiten bei der Messung zu vermeiden, wurde beabsichtigt, das Target zu heizen. Andererseits wird das 846keV-Niveau durch die (p,n)-Reaktion nicht sehr stark angeregt; die Verwendung eines mit ^{107}Ag angereicherten Targets war daher nicht zu umgehen. Es wurde daher eine Ofenkonstruktion gewählt, die einen Verlust des teuren Targetmaterials durch Abdampfen während der Messung zuverlässig verhinderte. In Abb. 9 ist ein Schnitt durch den verwendeten Ofen abgebildet. Das eigentliche Target befindet sich in einem Ta-Tiegel (Targeteinsatz), der zusammen mit der ihn nach vorne abschließenden Ta-Folie (2.5 mm dicke) von hinten durch das federnd aufgehängte Thermoelement gegen einen Ta-Ring gepreßt und damit dampfdicht verschlossen wird. Mit einer Widerstandsheizung aus 0.7 mm starkem Ta-Draht kann der ganze Ofen auf eine Temperatur von über 1300 K gebracht werden.

Die Lebensdauer des mutmaßlichen $\frac{1}{2}^-$ -Niveaus ist mit 100 nsec für Spinrotationsmessungen relativ kurz. Bei einem erwarteten magn. Moment von ca. $1.1\mu_N$ für diesen Zustand ergibt sich bei einem Feld von 20 kG eine Larmorperiode von etwa 330 nsec. Es muß daher mit hohen Magnetfeldern gearbeitet werden, wenn die Modulation vernünftig beobachtbar sein soll. Der beschriebene Ofen befand sich bei der Messung daher in einer Targetkammer aus gequetschtem Quarzrohr von 2 mm Wandstärke, die zwischen den konischen Polschuhen eines Doppeljochmagneten^{*)} angebracht war. Die Polschuhe hatten an der Stirnfläche einen Durchmesser von 10 cm. Bei einem Abstand von etwa 3 cm betrug die am Targetort maximal erreichbare magn. Feldstärke

^{*)} Typ B-E20 C8, Fa. Bruker-Physik Karlsruhe

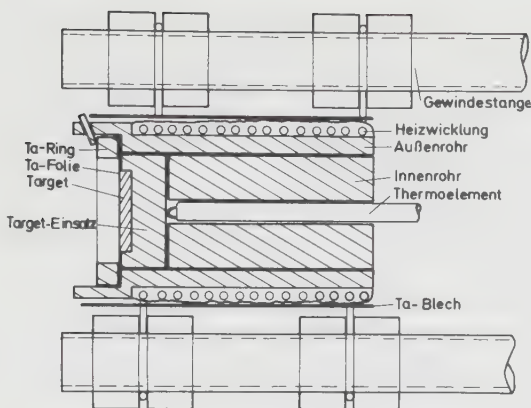


Abb. 9: Schnitt durch den Targetofen.,

etwa 25 kG; sie konnte jedoch nicht voll ausgenutzt werden, da der störende Einfluß auf die Multiplier der γ -Zähler dann zu stark wurde. Die Spinrotationsexperimente wurden daher bei zwei verschiedenen Feldern von 20.05 ± 0.2 und 14.0 ± 0.2 kG durchgeführt. Die Messung dieser Magnetfeldstärken erfolgte mit einer Hallsonde⁺), die vorher mit einer Protonen- und einer Lithium- Kernresonanzapparatur⁺⁺) geeicht worden war. Aus der Tatsache, daß die Protonensonde am Ort des Targets ein brauchbares Signal lieferte, kann dort auf eine Feldinhomogenität $\Delta B/B < 10^{-3}$ geschlossen werden.

⁺) Bell Gaußmeter Model 610

⁺⁺) Fa. AEG Berlin

Zur Aufnahme der Spinrotationsspektren wurde die bei diesen Experimenten übliche Meßelektronik verwendet. Aus den vom γ -Zähler gelieferten Energiesignalen wurde zunächst die für die Messung verwendete 641keV-Linie ausgeblendet. Mit diesen Fenstersignalen wurden dann die zugehörigen schnellen Zeitimpulse herausgegetet und damit ein Zeit-Amplitudenkonverter gestartet. Den Stop besorgte ein vom Pulsungssystem geliefertes und mit dem Strahlpuls zeitlich korreliertes Signal. Die vom TPHC abgenommenen Analogsignale wurden direkt vom ADC des Vielkanalanalysators weiterverarbeitet. Für die verwendeten 2 γ -Zähler waren 2 identische Zweige aufgebaut, die beide denselben TPHC bedienten. Die Unterscheidung bei der Einordnung in die entsprechenden Vielkanalhälften besorgte ein Routimpuls, der nur von den aus Zweig 2 stammenden Signalen erzeugt wurde (Jae70). Lediglich die zum Nachweis der γ -Strahlung dienenden Zähler waren gegenüber der früher verwendeten Anordnung etwas modifiziert. Die benutzten $1\frac{1}{2}$ " x 2" großen NaJ(Tl)-Kristalle waren direkt auf 56DVP-Multiplier[†]) aufgesetzt, die zur Abschirmung von magn. Streufeldern in Zylindern aus hochpermeablem Material^{††}) steckten (Bl72). Es war dadurch möglich, die Zähler näher am Target zu montieren und wegen des damit verbundenen größeren Raumwinkels mit kleineren Strahlströmen (10MeV, 2...3nA) auszukommen. Außerdem ergab sich durch den Fortfall der Lichtleiter ein wesentlich besseres Zeit- und Energieauflösungsvermögen für die Zähler. Die geometrische Anordnung der Detektoren ist aus Abb. 10 zu entnehmen.

[†]) Fa. Valvo Hamburg

^{††}) Permenorm S, Vacuumschmelze GmbH Hanau

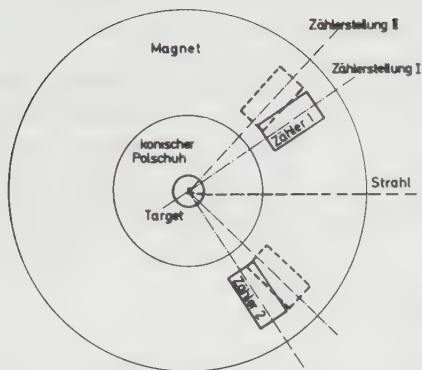


Abb. 10: Geometrie des Zähleraufbaus.

3) Ergebnisse der Spinrotationsmessung

Mit dem beschriebenen Aufbau wurde die Störung der γ -Winkelverteilung am 641keV-Übergang in insgesamt 4 Einzelmessungen von je ca. 6 Stunden Dauer beobachtet. Zwischen den einzelnen Runs wurden Magnetfeld oder Zählerstellung verändert. Die Targettemperatur betrug während der Messungen etwa 1000 K, in einem Fall lag sie knapp unterhalb des Schmelzpunktes (1234 K). Die bei den Einzelmessungen erhaltenen Spektren wurden nach einer Untergrundkorrektur mit dem Programm SPIRO gefittet. Parameter waren dabei die Anfangsphase der Modulation bei $t=0$, die Amplitude b_2 und die Frequenz $2\omega_L$. Die Fitwerte für die Larmorperiode sind in Tab. 9 aufgeführt. Als Mittelwert ergibt sich daraus für den g-Faktor des 846keV-Niveaus

$$g = 0.190(4) .$$

Die Berücksichtigung der dielektrischen Abschirmung und der Knightshift führt zu einer Vergrößerung dieses Wertes um etwa 1 % (Jae70).

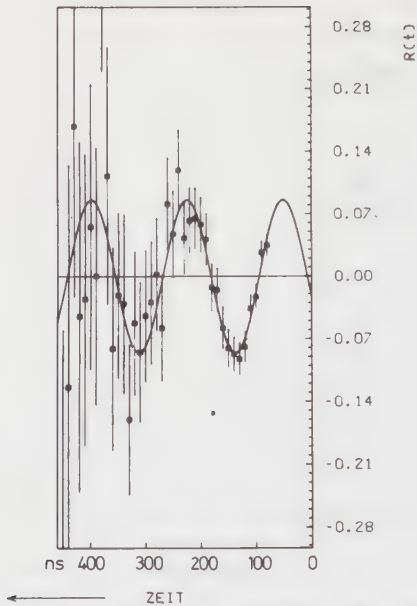


Abb. 11: Ergebnis einer Spinrotationsmessung bei einem äußeren Feld von 20 kG.

Tab. 9: Fitergebnisse der einzelnen Spinrotationsmessungen.

Messung	Feld (kG)	Larmorperiode (nsec)	g-Faktor
1	20.05	347(13)	0.188(4)
2	14.00	486(25)	0.193(6)
3	20.05	346(13)	0.189(4)
4	20.05	345(12)	0.190(4)

Der angegebene Fehler enthält die Unsicherheiten der Zeit- und Feldeichung, sowie den aus den Fitergebnissen entnommenen statistischen Fehler.

In Abb. 11 ist die Größe $R(t)$ aus Messung 1 über der Zeit aufgetragen.

Aus der geänderten Anfangsphase der Modulation bei Feldänderung oder variierteter Zählerstellung (Zählerstellung I+

Zählerstellung II) kann bei bekannter Feldrichtung auf das Vorzeichen des g-Faktors geschlossen werden. Er erweist sich in diesem Fall als negativ.

Der gemessene Wert fügt sich somit sowohl in Größe als auch im Vorzeichen gut in die Reihe der übrigen bekannten g-Faktoren von $\frac{1}{2}^-$ -Zuständen in ungeraden Cd-Isotopen ein (vergl. Tab. 10). Unter der Annahme, daß es sich bei dem 846keV-Niveau um den gesuchten $\frac{1}{2}^-$ -Zustand handelt, ergibt sich für ihn somit ein magn. Moment

$$\mu = -1.05(3)\mu_N$$

Für die ebenfalls gefittete Amplitude der Intensitätsmodulation erhält man als Mittelwert aus den 4 Messungen $b_2 = 0.086(3)$. Eine eventuelle Temperaturabhängigkeit blieb bei den verwendeten Temperaturen von 1000 K bzw. 1200 K innerhalb der statistischen Fehler der Einzelmessungen und war daher nicht festzustellen. Die Korrektur von b_2 wegen der endlichen Zeit- und Winkelauflösung der Zähler ergibt einen um etwa 2% größeren Wert: $b_{2 \text{ kor}} = 0.087(3)$. Daraus erhält man für das Produkt der beiden A-Koeffizienten

$$A_2(R) \cdot A_2(\gamma) = 0.12(1) \quad .$$

Dieser Wert ist etwa 40% kleiner als der von Jaeschke bei ^{109}Cd ermittelte (Jae70). Da der die Anisotropie der γ -Strahlung beschreibende Faktor $A_2(\gamma) = -0.218$ (FrS66) in beiden Fällen gleich ist, muß geschlossen werden, daß die durch die (p,n)-Reaktion mit 10 MeV Protonen erreichbare Ausrichtung der ^{107}Cd -Kerne im $\frac{1}{2}^-$ -Zustand kleiner ist als bei ^{109}Cd .

4) Vergleich des experimentellen Wertes mit theoretischen Vorhersagen

Das magnetische Moment eines bestimmten Kernzustands setzt sich im Wesentlichen aus dem von den bewegten Ladungen erzeugten Bahnmoment und der Summe der mit den Spins der Nukleonen verknüpften Spinnmomente zusammen. Außerdem tragen mesonische Austauschströme bei; ihr Einfluß wird jedoch meist vernachlässigt, da die auf sie zurückgehenden Anteile klein und zahlenmäßig noch nicht genau genug erfaßbar sind. Der Operator des magnetischen Dipolmoments hat daher die Form

$$M(l,m) = \mu_K \sum_n (g_{sn} s_n + g_{ln} l_n) \text{ grad}(r_n Y_{lm}(\theta_n, \phi_n))$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \mu_K &= \text{Kernmagneton} \\ g_l &= \text{Bahn-g-Faktor} \\ g_s &= \text{Spin-g-Faktor} \\ l_n &= \text{Bahndrehimpuls} \\ s_n &= \text{Spin} \\ m &= 0, \pm 1 \end{aligned}$$

Der zugehörige Erwartungswert wird definitionsgemäß aus $M(1,0)$ und den Wellenfunktionen des Zustandes mit maximaler m-Komponente gebildet:

$$\langle \mu \rangle = \langle j, m=j | M(1,0) | j, m=j \rangle$$

Setzt man bei einem Seniority-1-Zustand die Einteilchenwellenfunktion des ungepaarten Nukleons ein, so erhält man den entsprechenden Schmidt-Wert für das magn. Moment. In dem hier interessierenden Fall eines ungepaarten Neutrons in einem $h_{11/2}$ -Zustand ($j=l+\frac{1}{2}$) ergibt sich $\langle \mu \rangle = -1.91\mu_N$; ein Wert, der im Vergleich zum Experiment um fast einen Faktor 2 zu groß ist.

Die Ursache für diese Abweichung ist zum großen Teil in der Restwechselwirkung zu sehen, die dem reinen Einteilchenzustand $|0\rangle$ kleine Anteile höher gelegener Zustände $|n\rangle$ beimischt (NAH58). In Störungsrechnung 1. Ordnung erhält

man für die Mischungsamplitude α_n des Schalenmodellzustandes $|n\rangle$ zum Ausgangszustand $|0\rangle$:

$$\alpha_n = \frac{\langle n | \sum_{i < k} V_{ik} | 0 \rangle}{\Delta E_{on}}$$

Die Restwechselwirkung wird dabei als Summe reiner Zweiteilchenwechselwirkungen V_{ik} zwischen den Nukleonen i und k angesetzt; ΔE_{on} ist die Energiedifferenz der Zustände $|0\rangle$ und $|n\rangle$.

Damit ergibt sich unter Vernachlässigung von Termen 2. und höherer Ordnung

$$\begin{aligned} \langle \mu \rangle &= \langle 0 | M(1,0) | 0 \rangle + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \langle 0 | M(1,0) | n \rangle \\ &= \langle \mu \rangle_{\text{schmidt}} + \langle \delta \mu \rangle_{\text{A.H.}} \end{aligned}$$

Der Term $\langle \delta \mu \rangle_{\text{A.H.}}$ stellt die Korrektur des magn. Moments auf Grund der Konfigurationsmischungstheorie nach Noya, Arima und Horie (NAH58) dar. Dabei wird als Kernmodell ein einfaches Oszillator- oder Potentialtopfmodell verwendet, mit entsprechenden Zusatztermen für die Spin-Bahnpkopplung, sowie eine Bahn-Bahn-WW. beim Oszillatormodell. Die δ -förmig angesetzte Restwechselwirkung geht in Form eines Parameters, der C genannt wird, in die Rechnung ein.

Da der Operator $M(1,0)$ positive Parität besitzt und nur Zustände mit $\Delta I = 0,1$ miteinander verbindet, tragen nur Anregungen innerhalb derselben ℓ -Schale zum Korrekturterm $\langle \delta \mu \rangle_{\text{A.H.}}$ bei, d.h. es werden nur Beiträge berücksichtigt, bei denen in einer $j = \ell + \frac{1}{2}$ -Unterschale ein Nukleonenpaar aufgebrochen und ein Nukleon in die höherliegende $j = \ell - \frac{1}{2}$ -Unterschale gehoben wird.

Bei den hier betrachteten g_u -Cd-Isotopen sind vom Schalenmodell her folgende Anregungsarten möglich:

Protonenzustände:	$1g_{\frac{7}{2}} + 1g_{\frac{7}{2}}$
Neutronenzustände:	$1g_{\frac{7}{2}} + 1g_{\frac{7}{2}}$
	$2d_{\frac{5}{2}} + 2d_{\frac{5}{2}}$
	$1h_{\frac{11}{2}} + 1h_{\frac{11}{2}}$

Durch Einsetzen in die bei Arima et al. (NAH58) angegebenen Ausdrücke für den Korrekturterm $\langle \delta \mu \rangle_{A.H.}$ wurden für jeweils einige mögliche Konfigurationen des angeregten $11/2^-$ -Zustands in den ungeraden Cd-Isotopen mit $A=107$ bis $A=115$ die entsprechenden korrigierten magn. Momente berechnet. Verwendet wurde dabei das Oszillatormodell mit den Paarungsenergieparametern $C = 20$ Mev bzw. $C = 30$ Mev. In Tab. 10 sind die unter diesen Annahmen erhaltenen magn. Momente aufgeführt. Da man aus experimentell bestimmten Paarungsenergien für C folgende gemittelte Werte erhält:

$\pi(1g_{7/2})$	$C = 30.7$	aus $^{112,114,116,118}\text{Sn}$
$\nu(1g_{7/2})$	$C = 34.5$	$^{86}\text{Kr}, ^{88}\text{Sr}, ^{92}\text{Mo}$
$\nu(2d_{5/2})$	$C = 30.1$	$^{88}\text{Kr}, ^{90}\text{Sr}, ^{92}\text{Zr}, ^{94}\text{Mo}$

ist anzunehmen, daß die mit dem Paarungsenergieparameter $C = 30$ Mev berechneten Korrekturen den wahren Verhältnissen näher kommen. Eine Rechtfertigung für die Behandlung der Restwechselwirkung mit Störungrechnung liefern die ebenfalls ausgerechneten Mischungsamplituden α_n ; die gesamte Beimischung $(\sum_n \alpha_n^2)^{1/2}$ ist dabei in jedem Falle kleiner als 0.09.

Die im Zusammenhang mit der Bestimmung des jeweiligen magn. Dipolmoments von den Autoren gemachten Vorschläge für die Konfiguration des $11/2^-$ -Zustands sind in der Tabelle entsprechend gekennzeichnet. Es fällt auf, daß sich die gemessenen Werte eng um ein flaches Maximum bei ^{111}Cd gruppieren. Die aus den vorgeschlagenen Konfigurationen folgenden theoretischen Ergebnisse zeigen dagegen kein derartiges Verhalten. Insbesondere ist das aus der bei konsequenter Fortsetzung dieser Systematik zu erwartenden Konfiguration $\nu(2d_{5/2})^6, (1g_{7/2})^0, (1h_{11/2})^3$ folgende magn. Moment für ^{107}Cd von $\mu = -0.51$ ($C=30$ Mev) um einen Faktor 2 zu klein.

Andererseits wird aus dieser Aufstellung deutlich, daß es bei jedem der angeführten Kerne möglich ist, eine Konfiguration zu finden, die ein nur um wenige Prozent vom experimentellen Wert abweichendes magn. Moment liefert.

Isotop A =	$\pi(2p_{1/2})^2 (1g_{7/2})^0$	angenommene Konfiguration $\nu(2d_{3/2})^0 (1g_{7/2})^0 (1h_{11/2})^0$	$\mu_{\text{theor.}}$ C=20Mev	$\mu_{\text{exp.}}$	Quelle
107	2	4	-1.40	-1.05	diese Arb.
	4	4	-1.30		
	4	2	-1.16		
	6	2	-1.05		
	6	0	-0.80		
109	4	6	-1.44		
	4	4	-1.30		
	6	4	-1.20	-1.09 (Jae70)	
	4	4	-1.18		
	6	2	-1.06		
	6	2	-0.95		
111	4	8	-1.58		
	6	6	-1.34		
	6	4	-1.35		
	6	4	-1.20		
	6	4	-1.08	-1.11 (LD69)	
	6	2	-0.94		
	6	2	-0.82		
113	6	8	-1.48	-1.09 (Byr64)	
	6	6	-1.34		
	6	4	-1.24		
	6	6	-1.22		
	6	4	-1.09		
	6	4	-0.98		
115	6	6	-1.49		
	6	8	-1.48		
	6	8	-1.37	-1.04 (Byr64)	
	6	6	-1.23		
	6	4	-1.23		
	6	4	-1.17		
	6	6	-1.12		
	6	4	-0.97		

Tab. 10: Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Werten von μ .

Um eine eindeutige Wahl treffen zu können, müßte man zusätzliche Informationen heranziehen. Die gegenwärtig zur Verfügung stehenden Daten sind jedoch spärlich und zudem nicht ganz widerspruchsfrei. Aus dem Vorzeichen und der Größe des el. Quadrupolmoments, das zwar nur für den $11/2^-$ -Zustand der Cd-Isotope mit $A = 111, 113$ und 115 bekannt ist ($Q \approx -0.7$ b), bei $^{107,109}\text{Cd}$ aber vermutlich einen ähnlichen Wert hat, kann man empirisch schließen (LD69), daß die $h_{1/2}$ -Schale mit nur wenigen Neutronen besetzt sein sollte. Andererseits beobachtet man bei Stripping-Experimenten in der Umgebung von $A = 110$ die sogenannte $g_{7/2}$ - $h_{1/2}$ -Anomalie. Aus den an Pd, Cd und In gemessenen spektroskopischen Faktoren ergibt sich, daß die $g_{7/2}$ -Schale verhältnismäßig leer, die $h_{1/2}$ -Schale dagegen nahezu voll sein sollte (Co68).

Eine hieraus zu folgernde energetische Verschiebung der Schalen könnte dann aber auch die Größe der Konfigurationsmischungsamplituden und damit die Werte von $\langle \delta\mu \rangle$ ändern.

V. Schlußbemerkung

Die Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, den aus Gründen der Systematik auch in ^{107}Cd vermuteten niederenergetischen $11/2^-$ Zustand zu suchen. Mehrere Argumente sprechen dafür, daß das bei 846 keV Anregungsenergie gefundene Niveau mit dem gesuchten identisch ist. Die für Energie und g-Faktor erhaltenen Werte stimmen mit den nach Beendigung der Messung bekanntgewordenen Ergebnissen einer Arbeit aus dem HMI in Berlin (Sp73) gut überein; ebenso die gleichfalls angegebene Lebensdauer $\tau = 100(10)$ nsec.

Das eigentliche Ziel jedoch, einen neuen Sondenkern für festkörperphysikalische Experimente, vergleichbar mit ^{109}Cd , zu erschließen, kann nur mit Einschränkungen als erreicht betrachtet werden. Der Grund dafür liegt einmal in der relativ geringen Anregungswahrscheinlichkeit des $11/2^-$ -Zustands durch eine (p,n)-Reaktion; infolge kleiner Zählraten erhält man nur nach langer Meßzeit statistisch genügend gesicherte Ergebnisse. Zum anderen erschwert auch die Kleinheit des g-Faktors in Verbindung mit der verhältnismäßig kurzen Lebensdauer des Niveaus die Beobachtbarkeit der Kernlarmorpräzession. Eine stroboskopische Beobachtung ist gegenwärtig kaum möglich, da mit Pulsabständen von etwa 10 nsec gearbeitet werden müßte. Außerdem lassen sich die dabei nötigen Magnetfelder mit normalen Magneten nicht realisieren.

Literaturverzeichnis

- (BaP63) B. Basu, A. P. Patro, Nucl. Phys. 46 (1963) 59
- (BFJ70) D. Bloch, D. Frosch, E. Jaeschke, E. Rinsdorf
Jahresbericht des Physik. Inst. Erlangen
1968/69, S 140
- (Bl72) D. Bloch, Jahresbericht des Physik. Inst. Erlangen 1972, S 232
- (Byr64) F. W. Byron, M. N. McDermott, R. Novick, B. W. Perry, E. B. Saloman, Phys. Rev. 136B (1964) 1654
- (Cha73) R. Chapman, J. A. Cookson, K. W. C. Steward,
Annual Report 73, Schuster Lab., Univ. of
Manchester, S 34
- (Co68) B. L. Cohen, R. A. Moyer, J. B. Moorhead, L. H. Goldman, R. C. Diehl, Phys. Rev. 176 (1968) 1401
- (Dra72) G. D. Dracoulis, W. Gelletly, R. Chapman, J. N. Mo, A. J. Hartley, Particles and Nuclei 4 (1972) 42
- (DeR73) J. H. Degnan, G. R. Rao, Phys. Rev. C7 (1973) 2131
- (Elz69) P. Elzer, T. Schlurick, H. J. Trebst, Jahresbericht des Physik. Inst. Erlangen 1968/69, S 173
- (FrS66) H. Frauenfelder, R. M. Steffen, Kap.XIXA in Siegbahn, α, β, γ -ray spectroscopy, Amsterdam 1966
- (GoS66) M. Goldhaber, A. W. Sunyar, Kap.XVIII A in Siegbahn, α, β, γ -ray spectroscopy, Amsterdam 1966
- (Jae70) E. J. Jaeschke, Dissertation, Erlangen 1970
- (JRI69) E. Jaeschke, W. Reichardt, G. Ischenko, D. Frosch, B. Huber, E. Rinsdorf, Nucl. Instr. a. Meth. 71 (1969) 29
- (LD69) N. S. Laulainen, M. N. Dermott, Phys. Rev. 177 (1969) 1615

- (MD64) M. N. Dermott, R. Novick, B. W. Perry, E. B. Saloman, Phys. Rev. 134B (1964) 25
- (Mo66) S. A. Moszkowski, Kap.XV in Siegbahn, α, β, γ -ray spectroscopy, Amsterdam 1966
- (NAH58) H. Noya, A. Arima, H. Horie, Progr. Theor. Phys. Suppl. 8 (1958) 33
- (NDS72) Nuclear Data Sheet, B6, B7 (1972)
- (Ri71) J. Rivier, R. Moret, Nucl. Phys. A177 (1971) 379
- (Ri72) E. Rinsdorf, Dissertation, Erlangen 1972
- (Sp73) H. Bertschat, H. Haas, E. Recknagel, B. Spellmeyer, Jahresbericht 1972 Sektor Kernphysik, HMI Berlin
- (Ti68) Tables of Isotopes, Lederer, Hollander, Perlman Wiley and Sons, New York 1968

Herrn Prof. Dr. H. Wegener danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut ausführen zu können, sowie sein reges Interesse an ihrem Fortgang.

Herrn Dr. E. Jaeschke bin ich für die Unterstützung bei den Messungen bis zu seinem Weggang nach Heidelberg zu Dank verpflichtet, sowie für die Schaffung einer Möglichkeit, die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchführen zu können. Ihm und Herrn Dr. R. Repnow danke ich außerdem für die tatkräftige Unterstützung bei Aufbau und Durchführung dieses Experiments; letzterem auch für die Überlassung und Einarbeitung in das Auswerteprogramm.

Den Mitgliedern der Pulsungsgruppe, den Herren Dr. E. Rinsdorf, Dipl. Phys. D. Bloch, Dipl. Phys. F. Gundelfinger und cand. phys. G. Grampp möchte ich für die gute Zusammenarbeit und ihre große Hilfe bei der Durchführung der Messungen am Beschleuniger danken.

Herr Dipl. Phys. H. G. Johann stellte freundlicherweise sein Programm SPIRO zur Auswertung der Spinrotationsmessungen zur Verfügung.

Lebenslauf

Als einziges Kind des Kaufmanns Wilhelm Frosch und seiner Ehefrau Maria, geb. Berschneider, wurde ich am 27.11.1942 in Nürnberg geboren.

Am 18.7.1962 legte ich an der Dürer-Oberrealschule in Nürnberg die Reifeprüfung ab.

Nach zweijähriger Dienstzeit bei der Bundeswehr begann ich im Wintersemester 1964 mit dem Studium der Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg. Hier legte ich im Februar 1967 die Diplomvorprüfung ab. Meine Diplomarbeit entstand am dortigen II. Physikal. Institut bei Herrn Prof. Dr. H. Wegener, die Diplomhauptprüfung fand im Januar 1971 statt.

Seit 1. Febr. 1971 bin ich an diesem Institut als wiss. Angestellter beschäftigt. Die vorliegende Arbeit ist während dieser Zeit entstanden.

Am 27.4.1973 heiratete ich Fräulein Asta Wietz.

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990